

А.К. ДУКА, канд. техн. наук, *Н.К. РЕЗНИЧЕНКО*, канд. техн. наук,
Украинская инженерно-педагогическая академия, г. Харьков

ИНДУКЦИОННЫЙ НАГРЕВ ДЕТАЛЕЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ АСИММЕТРИЧНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Визначена еквівалентна магнітна проникність ферромагнітних деталей при індукційному нагріві та показаний її вплив на характеристики робочого процесу.

Equivalent permeance of ferromagnetic details at the induction heating is determined. And its influence on characteristics of working process is shown

Введение. Индукционному нагреву (ИН) посвящено много работ, причем в большей их части рассматривается применение высокотемпературного ИН в металлургической промышленности, где он используется для плавки, закалки и придания пластичности материалу при штамповке и ковке [1, 2, 3], при этом ферромагнитные детали зачастую нагреваются до температуры выше точки Кюри. Нагрев деталей технологических соединений при их сборке или разборке токами промышленной или повышенной частоты относится к низкотемпературному нагреву, и, обладая рядом несомненных преимуществ перед другими видами нагрева, в наибольшей степени подходит для технологий, формирующих ответственные соединения (колесные пары рельсового транспорта, узлы нефтепромысловых и подъемных машин, гребные валы с облицовкой в судостроении и т.д.).

Анализ упомянутой литературы показывает, что до настоящего времени не существует подробных и доказательных представлений о физических явлениях в индукционных нагревателях и нагреваемых телах. Большинство авторов исходит из представления о нагреве детали возникающими в материале вихревыми токами, индуцируемыми электромагнитным полем переменной частоты. Вместе с тем ясно, что система “индукционный нагреватель – деталь” является термо-электромагнитным преобразователем и, как всякий преобразователь, состоит из двух частей:

- 1) индуктора – возбудителя электромагнитного поля;
- 2) преобразователя – нагреваемого тела, в котором энергия электромагнитного поля превращается в тепловую.

Основной процесс этого энергопреобразования лишь косвенно связан с возникновением вихревых токов, влияющих на распределение плотности рабочего тока по сечениям нагреваемой детали. Основным процессом генерирования теплоты является прямой нагрев эквивалентного сопротивления, когда нагреваемая деталь включена в цепь вторичного рабочего тока путем магнитной связи [2]. Действие вихревых токов при ИН в более явном виде проявляется в случае, когда индуктор дополняется элементами концентрирования и конфигурирования электромагнитного поля.

Другим неустановившимся представлением о характере физических процессов при ИН является учет зависимости магнитной проницаемости электромагнитного поля в ферромагнетиках от напряженности магнитного поля. Это касается определения глубины проникновения поля в металл, величины потерь на гистерезис и вихревые токи, а также активного и реактивного сопротивлений нагреваемой детали рабочему току в предположении симметрии переменного электромагнитного поля и постоянства магнитной проницаемости нагреваемой среды для данной амплитуды магнитной катушки.

Целью настоящей статьи является разработка общего подхода к процессам ИН деталей симметричными и асимметричными электромагнитными полями при синтезе индукторов.

Основная часть. Рассмотрим индукционный нагрев охватывающей детали соединения, выполненного из однородного материала, имеющего магнитную проницаемость μ и удельное электросопротивление ρ . Волна электромагнитной энергии от индуктора распространяется через диэлектрик (воздух) и подходит по нормали (ось z) к поверхности, ограничивающей проводящую среду нагреваемой детали (металл). Величину, характеризующую зависимость эквивалентной магнитной проницаемости μ от изменения напряженности H магнитного поля можно получить непосредственно из второго уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} E = -\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial B}{\partial H} \cdot \frac{\partial H}{\partial t},$$

где B – вектор магнитной индукции; t – время.

Но поскольку $\mu(H) = \frac{B}{H}$, ее получают по основной статической кривой намагничивания материала, то

$$\frac{\partial B}{\partial H} = \frac{\partial \mu(H)}{\partial H} H + \mu(H).$$

Тогда

$$\operatorname{rot} E = -\left(\frac{\partial \mu(H)}{\partial H} H + \mu(H) \right) \frac{\partial H}{\partial t} = -\mu_3 \frac{\partial H}{\partial t},$$

где $\left(\frac{\partial \mu(H)}{\partial H} H + \mu(H) \right) = \mu_3.$

Здесь μ_3 – эквивалентная магнитная проницаемость.

При этом для определения потерь на вихревые токи следует брать значения μ в поворотных точках петли гистерезиса [5].

Нахождение μ_3 в функции напряженности магнитного поля непосредственно по определяемому его уравнению не представляет для современных компьютеров значительных затруднений. Для этого следует значения B , H пронормировать к

середине диапазона изменения H .

На рис.1 показан пример нахождения μ_3 и μ для конструкционной стали, их различие, а, следовательно, и влияние на параметры энергопреобразования в ферромагнитных деталях, при этом в качестве нормирующих величин приняты $B = 1,18$ Тл, $H = 1000$ А/м. Можно заметить также, что при известной аппроксимации в виде степенного ряда

$$B = (a_0 + a_1 * H + a_2 * H^2 + a_3 * H^3 + \dots + a_n * H^n), \quad \mu_3 = \sum_1^n n * a_n * H^{n-1}.$$

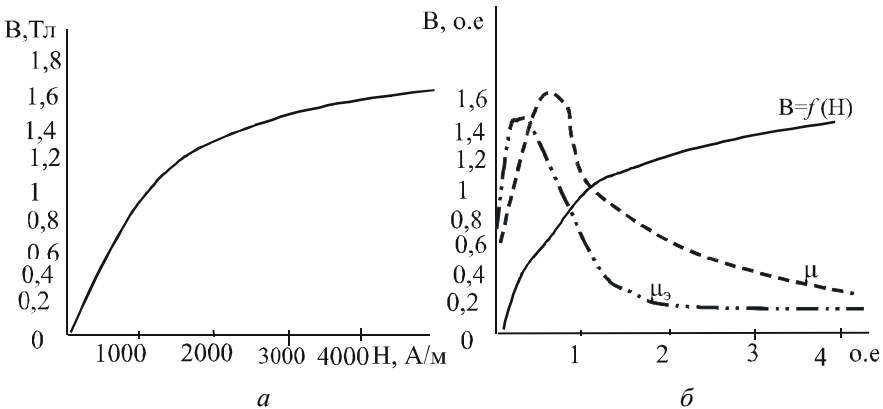


Рис.1. Определение эквивалентной магнитной проницаемости:

a – зависимости $B=f(H)$ в абсолютных;

$b - \mu=f(H), \mu_3=f(H)$ в относительных единицах

Переходя от уравнений Максвелла в векторной форме к уравнениям для отдельных составляющих (H_x, H_y, H_z) и применяя метод Фурье разделения переменных аналогично уравнениям теплопроводности, можно получить в комплексной форме значения напряженности магнитного H и электрического полей E для электромагнитной волны в осесимметричных деталях. В качестве оси z принято направление от внешней поверхности детали к внутренней в праввинтовой системе координат. Тогда:

$$\mathbf{H}_m = \mathbf{H}_{ms} e^{-kz} \cdot e^{jkz}; \quad \mathbf{E}_m = \alpha \rho \mathbf{H}_{ms} e^{jkz}, \quad (1)$$

где $\alpha = \sqrt{j \frac{\omega \mu_0}{\rho}} = (1 + j)k$; $\omega = 2\pi f$; $k = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2\rho}}$ – коэффициент затухания

электромагнитной волны; $j^2 = -1$; H_{ms} – максимальное значение напряженности

магнитного поля на поверхности; ρ – удельное электрическое сопротивление; f – частота электромагнитного потока.

Величина, обратная коэффициенту затухания

$$\Delta = \frac{1}{k} = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu_{\text{э}}}}, \quad (2)$$

является условной глубиной проникновения электромагнитного поля в материал нагреваемой детали.

Мгновенные значения H и E из (1) с учетом (2) примут вид:

$$H_t = H_{ms} e^{-\frac{z}{\Delta}} \cos(\omega t + \psi_s - \frac{z}{\Delta});$$

$$E_t = \sqrt{\omega\mu_{\text{э}}\rho} H_{ms} e^{-\frac{z}{\Delta}} \cos(\omega t + \psi_s - \frac{z}{\Delta} + \frac{\pi}{4}), \quad (3)$$

где ψ_s – фазовый сдвиг.

Из уравнения (3) следует, что при $z = \Delta$ электромагнитное поле затухает в $1/e = 0,368$ раз. Практически полностью оно затухает на глубине, равной длине волны $\lambda = 2\pi\Delta$, и составляет там величину 0,185% от значения ее на поверхности.

С длиной волны тесно связана скорость v ее распространения в глубину материала нагреваемой детали

$$v = \lambda f = 2\pi\Delta \cdot \frac{\omega}{2\pi} = \sqrt{\frac{2\rho\omega}{\mu_{\text{э}}}}. \quad (4)$$

Для конструкционной стали, характеризующейся параметрами $\rho = 0,14 \cdot 10^{-6}$ Ом·м и $\mu_{\text{э}} = \mu_0 \cdot \mu_r = 4\pi \cdot 10^7 \cdot 1000$ при $f = 50$ Гц, $v = 0,265$ м/с. Это означает, что время t_{Δ} прохождения электромагнитной волной расстояния Δ составляет:

$$t_{\Delta} = \frac{\Delta}{v} = \frac{1}{2\pi f}. \quad (5)$$

Здесь μ_r – относительная нелинейная магнитная проницаемость; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Из (5) следует, что t_{Δ} не зависит от характеристик материала, а определяется только частотой тока. Для $f = 50$ Гц соответственно $t_{\Delta} = 0,0032$ с.

Чтобы определить число витков катушки индукционного нагревателя, которая в системе индуктор – деталь является первичным проводником, необходимо знать активное и индуктивное сопротивление нагреваемой детали -

короткозамкнутого вторичного проводника. С этой целью экспоненциальное распределение плотности тока j_m в материале детали по оси z проинтегрируем по глубине

$$j_m = \frac{1}{\rho} E_{ms} = j_{ms} \cdot e^{-\alpha z} . \quad (6)$$

В полосе металла шириной b по сечению детали и с длиной контура рабочего тока по детали l среднее значение тока I_m :

$$I_m = j_{ms} \cdot b \int_0^{\infty} e^{\alpha z} dz = \frac{j_{ms}}{\sqrt{2k}} b e^{-j\pi/4} , \quad (7)$$

где j_{ms} – амплитуда плотности тока на поверхности.

То есть действующее (греющее) значение тока равно

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}} = \frac{j_{ms} \cdot \Delta \cdot b}{\sqrt{2}} . \quad (8)$$

Из (8) следует, что глубина проникновения Δ определяет толщину эквивалентного слоя с равномерным распределением плотности греющего тока

$$j_{\text{равн}} = \frac{j_{ms}}{\sqrt{2}} .$$

Слой толщиной Δ имеет такое же сопротивление, что и массивная деталь с неравномерным распределением тока. Иллюстрируя такой важный параметр нагреваемых электромагнитным полем деталей как глубина проникновения, приведем зависимость Δ от частоты для различных материалов [4].

Из табл.1 видно, что часто используемая в работах по ИН характеристика электромагнитного поля для стали (7-10 мм) является не глубина проникновения Δ , а длина волны λ проникающего поля. Физическое различие данных критериев заключается в том, что длина волны определяет толщину слоя, в котором электромагнитная волна затухает до 0,00185 своего значения на поверхности. Глубина Δ определяет толщину эквивалентного слоя с равномерной плотностью тока, равного по сопротивлению слою с экспоненциально распределенной плотностью тока.

Поскольку сопротивление массивных нагреваемых деталей равно волновому сопротивлению среды

$$Z_c = R + jX = \frac{(1 + j)\rho}{\Delta}, \quad (9)$$

где R и X – активная и реактивная составляющая сопротивления Z_c , то активное и реактивное сопротивления оказываются при $\mu_s = \text{const}$ одинаковыми, и по величине равными сопротивлению проводника сечением $b\Delta$ постоянному току

$$R = X = \frac{\rho \cdot l}{b\Delta}. \quad (10)$$

Таблица 1

Характеристики материала и глубина проникновения тока Δ
для различных материалов

Материал	Сталь ненасыщенная	Сталь насыщенная	Сталь при 800°C	Медь
$\rho[\text{Ом} \cdot \text{м}]$	$0,125 \cdot 10^{-6}$	$0,125 \cdot 10^{-6}$	10^{-6}	$(1/58) \cdot 10^{-6}$
μ_s	1000	300	1	1
$f[\text{Гц}]$	$\Delta[\text{мм}]$			
5	2,84	5,17	22,7	29,8
50	0,89	1,62	7,16	9,4
500	0,284	0,517	2,27	2,98
5000	0,089	0,162	0,716	0,94

Более подробные исследования (10) с учетом переменной магнитной проницаемости показывают, что сопротивления (R , X) стали [2] необходимо скорректировать:

$$R_{cm} \approx 1,4 \frac{l}{b} \sqrt{\frac{\omega \mu_s \rho}{2}}; \quad X_{cm} = 0,85 \frac{l}{b} \sqrt{\frac{\omega \mu_s \rho}{2}}. \quad (11)$$

Тогда для стали $\frac{X_{cm}}{R_{cm}} = 0,6$. Это совпадает с результатами, полученными

Л.Р. Нейманом в его классической работе “Поверхностный эффект в ферромагнитных телах”.

Рассмотренные электромагнитные явления при ИН и полученные результаты относительно определения μ_s , Δ , R_{cm} и X_{cm} являются основополагающими как для определения параметров цепочной структуры схемы замещения индукционного нагревателя, необходимой как для его синтеза, так и для уточненных расчетов нелинейных полей методами конечных элементов.

Индукционный нагрев вихревыми токами проявляется как дополнительный от поверхностного эффекта и эффект близости при использовании

концентраторов магнитного потока или конфигурирующих обмоток. То есть, если поднести контур (многовитковую катушку) близко к поверхности проводящего тела, то в нем вблизи его поверхности возникнут индуцированные вихревые токи. Параметры контура вихревых токов (Δ , $R_{\text{вх}}$, $X_{\text{вх}}$) можно определять по ранее полученным выражениям, внося в них корректировку геометрии контура, то есть

$$R_{\text{вх}} = 1,4 \frac{l_{\text{вх}}}{u} \sqrt{\frac{\omega \mu_0 \rho}{2}}; X_{\text{вх}} = 0,6 R_{\text{вх}}, \quad (12)$$

где $l_{\text{вх}}$ – длина контура вихревых токов; u – периметр сечения контура вихревых токов.

Выводы. Наиболее важными полученные результаты оказываются при ИН асимметричным магнитным полем, которое можно создать путем питания обмотки индуктора от источника с широтно-импульсной модуляцией. Поскольку постоянная составляющая намагничивающего тока ограничивается лишь омическим сопротивлением обмотки, то незначительная амплитудная асимметрия напряжения вызывает перемещение центра частичной петли гистерезиса в область нисходящих значений эквивалентной магнитной проницаемости. Тем самым увеличивается глубина проникновения тока в нагреваемой детали и повышается, следовательно, эффективность ее нагрева. Следует отметить, что эффект управления интенсивностью ИН за счет асимметрии магнитного поля ограничен областью температур ниже точки Кюри для ферромагнетиков.

Определены параметры как основного рабочего процесса индукционного нагрева, так и нагрева от дополнительных воздействий вихревых токов.

Предложен метод определения эквивалентной магнитной проницаемости материала нагреваемой детали с учетом асимметрии электромагнитного поля.

Список литературы: 1. Бабат Г.И. Индукционный нагрев металлов и его промышленное применение. – М. – Л.: Энергия, 1965. – С.552. 2. Болотов А.В., Шепель Т.А. Электродинамические установки. – М.: Высшая школа, 1988. – С.336. 3. Слухоцкий А.Е., Рыскин С.Е. Индукторы для индукционного нагрева. Л.: Энергия, 1974. – С.264. 4. Туровский Я. Техническая электродинамика, пер. с польск. – М.: Высшая школа, 1974. – С. 488. 5. Дука А.К., Евзикова Э.Г. Потери от вихревых токов в шихтованном сердечнике под действием переменного поля. // Тр. НИИ з-да “Электротяжмаш”, Харьков. – 1970. – №1. – С.25-31.

Поступила в редакцию 20.04.06